VISIT…

LANZAROTE Caliente.com

ЛИТЕРАТУРА

1. Бехли Ю.Г. Компрессорная система реактивного привода несущего винта вертолета. – М.: Оборонгиз, 1960.

2. Обзор/ЦАГИ № 476. Легкие вертолеты и автожиры, 1975.

3. Юрьев Б.Н. Аэродинамический расчет вертолетов. – М.: Оборонгиз. 1956.

4. Асеев Е.Н., Энштейн А.С. Конструирование и расчет безвальных генераторов газа. – М.: Машиностроение, 1962.

УДК 629.7.035.6:533.662.6 В.И. Шайдаков

РАСЧЕТ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ЛОПАСТЯХ НЕСУЩЕГО ВИНТА В РЕЖИМАХ КОСОГО ОБТЕКАНИЯ

Характер аэродинамических нагрузок, действующих на лопасть несущего винта вертолета при различных режимах полета, определяется полем возмущений, вносимых вихревым следом. Достоверную картину распределения внешних нагрузок по лопасти [9] можно получить, используя вихревую теорию высокого уровня, учитывающую переменность по радиусу и времени циркуляции скорости в сечении лопасти и скорости перемещения вихревой пелены, дискретность вихревых систем (конечность числа лопастей), сворачивание свободной вихревой пелены в концевые вихри, нелинейность вихревого следа, связанную с поджатием струи и вторичным сворачиванием в продольные вихревые жгуты и т.п.

Поскольку решение задачи в общем виде представляет определенные вычислительные трудности, целесообразно использовать модель жесткого вихревого следа, построенную по схеме А.И. Лэндгриба [3]. На режимах косого обтекания несущего винта следует учитывать угловое расположение вихревой колонны в пространстве, ее поджатие и перемещение всех элементов свободной вихревой пелены в неоднородном возмущенном потоке с переменными скоростями.

Вихревая модель включает в себя концевые вихри нелинейной конфигурации, замкнутые на присоединенные вихри лопастей,

и внутреннюю вихревую пелену. Скорости перемещения пелены и концевых вихрей различны. Последние отстают в своем движении, и их скорости перемещения под действием самоиндукции сильно зависят от размеров ядер [8]. На больших скоростях полета влияние индукции на форму концевых вихрей ослабевает. В условиях косого обтекания циркуляцию концевых вихрей целесообразно принимать равной среднему значению по диску винта, а их форму определять по картине возмущений от квазилинейной дисковой модели винта. При учете концевых вихрей, сходящих с лопастей, уточняются законы распределения воздушной нагрузки вдоль лопасти. В работе [2] проанализировано влияние концевого вихря на поле индуктивных скоростей несущего винта.

В работе [10] изложен метод расчета воздушных нагрузок на лопастях винта для режимов осевого обтекания на основе формализованной модели Лэндгриба. Результаты расчетов подтвердили правомерность принятой модели. Закон изменения по длине лопасти воздушной нагрузки и индуктивной скорости, отражающий всплески в зоне прохождения концевых вихрей от впереди идущих лопастей, хорошо согласуется с результатами экспериментов и расчетов, полученных на более сложных нелинейных моделях со свободным вихревым следом.

Принятая в [10] модель может быть распространена и на режимы косого обтекания. В этом случае вихревая схема несущего винта с концевыми вихрями и внутренней вихревой пеленой представляется как суперпозиция трех вихревых систем (рис. 1), вызывающих соответствующие нормальные компоненты индуктивной скорости: дисковой вихревой модели с переменной циркуляцией скорости по радиусу и азимуту ($v_{y\,д}$); концевых вихревых жгутов со средней по диску циркуляцией ($v_{y\,к}$); дисковой модели винта с равномерно распределенной нагрузкой ($P = T/\pi R^2$) в виде вихревого цилиндра (v_{yp}).

Циркуляция концевых вихревых жгутов $\Gamma_{вж} = \Gamma_{ср}$ и соответствующая погонная циркуляция γ вихревого цилиндра определяются для одного и того же значения C_T, поэтому их разностное воздействие практически не изменяет среднего по диску значения v_y, а проявляется в виде всплесков индуктивной скорости и нагрузки на лопасти вблизи прохождения концевых вихревых жгутов от других лопастей.

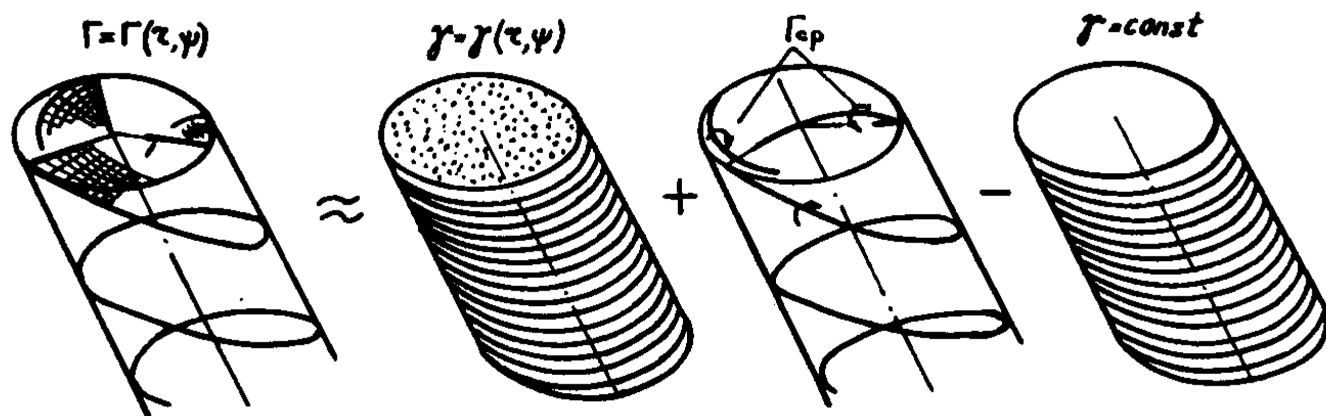


Рис. 1

Индуктивное влияние двух последних вихревых систем можно считать уточняющим по отношению к результату, даваемому дисковой теорией, и рассматривать его отдельно. Всплески индуктивной скорости порождают дополнительные скосы потока в сечениях лопастей, вследствие чего с задних кромок сходит дополнительный вихревой слой от циркуляции $\Delta\Gamma(r, \psi)$, демпфирующий эти всплески вследствие появления индуктивных скоростей обратного знака ($v_{y\bar{\bar{S}}}$). Для приближенной оценки демпфирующего влияния данного вихревого слоя по аналогии с [2] применяется вихревая схема крыла конечного удлинения. На каждом азимуте ψ лопасть рассматривается как прямое крыло, помещенное в стационарный возмущенный поток $\vec{V} + \vec{\omega r} + \vec{v}_{y\kappa}$, что приводит к появлению циркуляции $\Delta\Gamma(r)$, которая находится путем решения интегродифференциального уравнения Прандтля.

Таким образом, нормальный компонент индуктивной скорости в сечении лопасти в принятой расчетной схеме определяется как алгебраическая сумма:

$$v_y = v_{y\partial} + v_{y\kappa} - v_{yp} + v_{yS}. \qquad (1)$$

Расчет индуктивной скорости $v_{y\partial}$ производится на основе обобщенной дисковой теории [6] для шарнирного винта с жесткими лопастями по методу, изложенному в [7], в котором увязаны циркуляция и индуктивная скорость в каждом сечении лопасти. Угол атаки несущего винта отсчитывается от плоскости концов лопастей, которая принята за базовую плоскость.

Индуктивная скорость v_{yp} рассчитывается с точностью до первой гармоники [5]:

$$\bar{\Gamma} = 2\bar{v}_{y\,cp}\,; \quad \bar{v}_y = \bar{v}_{y\,cp}\left(1 + \frac{k\delta}{4\pi}\,\bar{r}\,D(\bar{r})\cos\psi\right); \qquad (2)$$

$$\bar{v}_{y\,cp} = \frac{1}{2}\left(-\bar{V}\cos(\alpha+\delta) + \sqrt{\bar{V}^2\cos^2(\alpha+\delta) + C_T/\varkappa}\right) \qquad (3)$$

Здесь δ – угол наклона оси вихревого цилиндра.

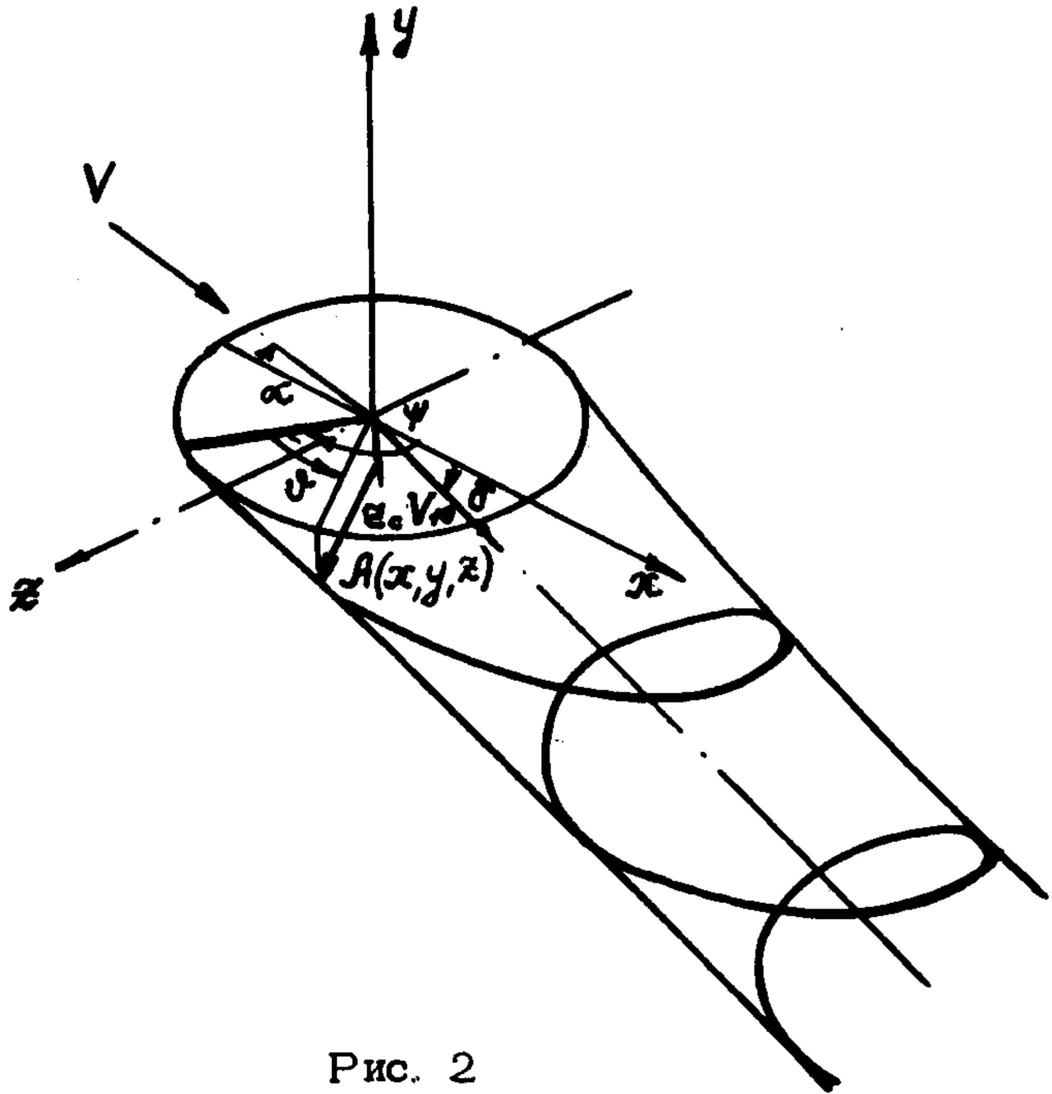


Рис. 2

Индуктивная скорость от концевых вихревых жгутов v_K рассчитывается по формуле Био–Савара для модели реального вихря с распределением завихренности в ядре, взятой по Скалли. Вихревой жгут разбивается на отдельные прямолинейные отрезки, для каждого из которых индуктивная скорость вычисляется по формуле, приведенной на с. 495 в [4]. Форма вихревого жгута определена параметрическими уравнениями его оси (рис. 2)

$$\left.\begin{aligned} \bar{x} &= (\bar{r}_c + \bar{r}_я)\cos(\psi+\vartheta) + \bar{V}_{10}\,\vartheta\cos\delta; \\ \bar{y} &= -\bar{V}_{10}\,\vartheta\sin\delta; \\ \bar{z} &= (\bar{r}_c + \bar{r}_я)\sin(\psi+\vartheta). \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Здесь $\bar{V}_{10}$ – скорость перемещения элементов вихрей в направлении оси вихревого следа – определяется по модели винта с равномерным распределением нагрузки по диску [5] :

$$\bar{V}_{10} = \frac{1}{2}\left(\bar{V}\cos(\alpha+\delta) + \sqrt{\bar{V}^2\cos^2(\alpha+\delta) + C_T/\varkappa}\right), \quad (5)$$

$\bar{r}_я$ – относительный радиус ядра вихря – определяется по формулам, приведенным в [8] ; $\bar{r}_c$ – радиус струи, определяемый по уравнению расходов [10] . Для скоростей полета μ > 0,1 может применяться линейная модель, в которой $\bar{r}_c = 1$.

Предполагается, что ось вихревого жгута отстоит от конца лопасти на расстоянии радиуса ядра.

Для сокращения времени счета дальний вихревой след можно заменить скошенным вихревым цилиндром с погонной циркуляцией γ, определяемой по формулам (2), (3).

Расчет индуктивных скоростей v_{ys} от дополнительной циркуляции $\Delta\Gamma$ ведется методом итераций при совместном решении уравнения связи и интегродифференциального уравнения крыла

$$\Delta\Gamma = \frac{1}{2} a_\infty b\,(v_{yк} - v_{yp} + v_{ys}) \cdot \quad (6)$$

Для ускорения сходимости решения целесообразно представить интегродифференциальное уравнение крыла в виде интегрального уравнения в форме, предложенной Глауэртом [11]. Применительно к лопасти (рис. 3)

$$v_y = \frac{1}{4\pi}\int_{r_0}^{R} \frac{\Gamma d\rho}{(\rho - r)^2} \quad (7)$$

Данный интеграл несобственный и содержит внутри интервала $[r_0, R]$ особую точку при $\rho = r$, являющуюся полюсом второго порядка. В соответствии с принятой схемой значение Δv_y в особой точке A равно индуктивной скорости посредине связанного с этой точкой элемента крыла. Поэтому вычисление данного интеграла следует проводить по формуле

$$v_y = \frac{\Gamma_r}{2\pi\varepsilon} - \frac{1}{4\pi}\left[\int_{r_0}^{r-\varepsilon} \frac{\Gamma d\rho}{(\rho - r)^2} + \int_{r_0+\varepsilon}^{R} \frac{\Gamma d\rho}{(\rho - r)^2}\right].$$

Однако использование этой формулы в практических расчетах неудобно. Целесообразно перевести несобственный интеграл в собственный. Для этого представим

$$\Gamma = \Gamma_r + \Gamma_r'(\rho - r) + \left[(\Gamma - \Gamma_r) - \Gamma_r'(\rho - r)\right].$$

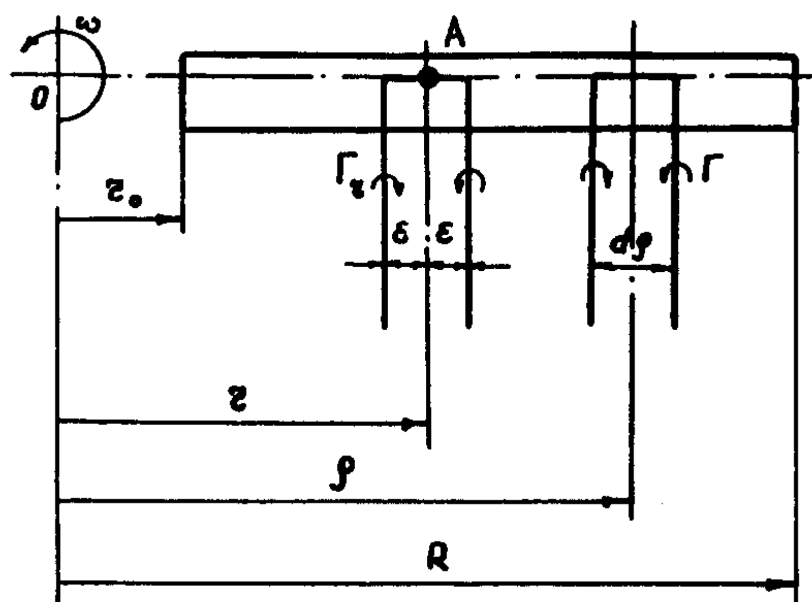


Рис. 3

Здесь предполагается, что функция Γ при $\rho - r = 0$ удовлетворяет условию Липшица, т.е. в интервале $[r_0, R]$ производная Γ_r ограничена. Подставим это выражение под знак интеграла (7) и возьмем его главные значения в смысле Коши:

$$v_y = \frac{1}{4\pi}\left[\Gamma_r \frac{R - r_0}{(R-r)(r-r_0)} + \right.$$

$$\left. + \Gamma'_r \ln \frac{r - r_0}{R - r} + \int_{r_0}^{R} \frac{\Gamma - \Gamma_r - \Gamma'_r(\rho - r)}{(\rho - r)^2} d\rho \right]. \quad (8)$$

Интеграл, входящий в (8), собственный. Его совместное решение с уравнением связи методом итераций быстро сходится.

В относительных величинах для скорости v_{ys} уравнение (8) перепишется в следующем виде:

$$\bar{v}_{ys} = \frac{1}{4\pi}\left[\Delta\bar{\Gamma}_r \frac{1 - \bar{r}_0}{(1-\bar{r})(\bar{r} - r_0)} + \right.$$

$$\left. + \Delta\bar{\Gamma}'_r \ln \frac{\bar{r} - \bar{r}_0}{1 - \bar{r}} - \int_{\bar{r}_0}^{1} \frac{\bar{\Gamma} - \Delta\bar{\Gamma}_r - \bar{\Gamma}'_r(\bar{\rho} - \bar{r})}{(\bar{\rho} - \bar{r})} \right]. \quad (9)$$

Погонная аэродинамическая нагрузка по лопасти рассчитывается по известным формулам [2] :

$$y_1 = \frac{dT}{dr} = \rho \Gamma W_x\,; \quad \bar{\Gamma} = \frac{1}{2} b C_y \bar{W}\,; \quad \bar{W}_x = \bar{r} + \mu \sin\psi .$$

В случае линейного представления C_y по α [7]

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{2} a_\infty \bar{b} [(\varphi_r - \bar{k}\beta + \Delta\varphi_\theta)\bar{W}_x + \bar{V}\sin\alpha_B + \bar{v}_\delta - \bar{v}_y].$$

Здесь

$$\varphi_r = \varphi_0 + \Delta\varphi(r); \quad \Delta\varphi_\theta = \theta_1 \cos\psi + \theta_2 \sin\psi.$$

Угол притекания на элементе лопасти

$$\beta_1 = (\bar{V}\sin\alpha_B - \bar{v}_y - \bar{v}_\delta)/\bar{W}_x.$$

Скорость взмаха лопасти

$$\bar{v}_\delta = -(\bar{r}\beta' + \beta\mu\cos\psi).$$

Маховое движение лопасти (угол β) и угол установки φ_0 определяются по формулам, приведенным в [7].

На основе предложенной модели В.И. Асеевым составлен алгоритм и проведены расчеты аэродинамической нагрузки. Исходными данными для расчета являются: режим полета $\bar{V}$, C_T, α_B, геометрия винта k_1, $\bar{r}_0$; $b(\bar{r})$, $\Delta\varphi(\bar{r})$, $\bar{k}$, управление θ_1, θ_2, профиль лопасти a_∞.

Расчет ведется методом последовательных приближений от заданного C_T по дисковой теории [7]. В результате расчета находится $v_{y\partial}$. Затем определяются параметры концевого вихря и вычисляются скорости v_{yk}, v_{yg}, v_{yp}. По формуле (1) находится истинная скорость v_y и далее определяется нагрузка Y_1 (Н/м) или ее безразмерная величина $C_y \bar{W}_x^2 \tilde{b}$ $(\tilde{b} = b/b_7)$.

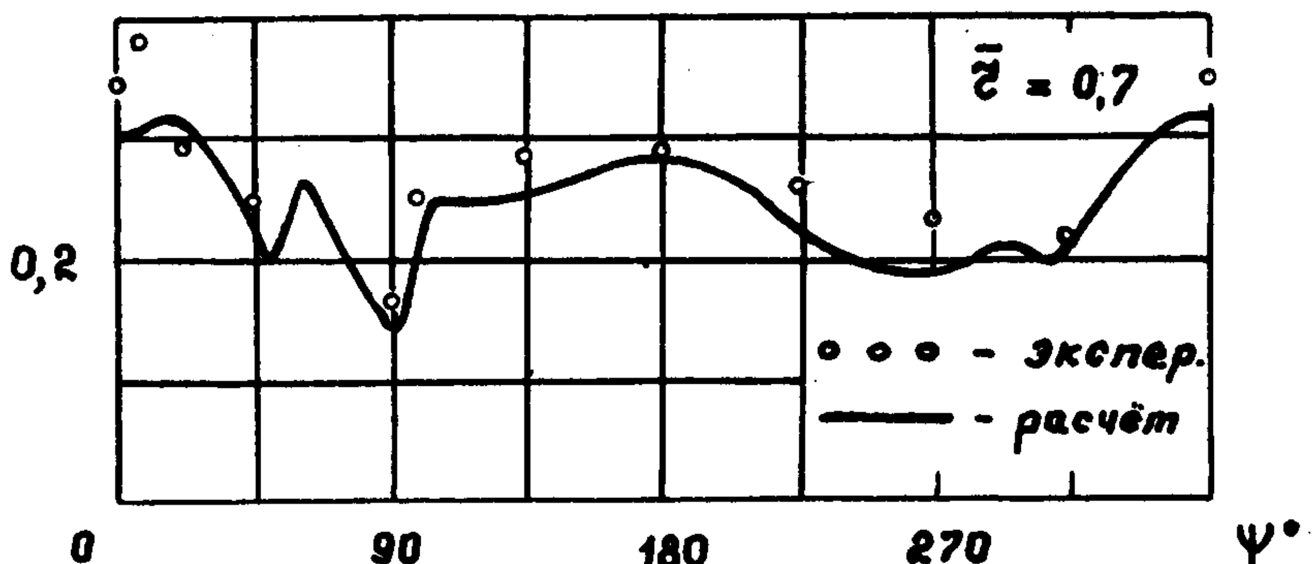
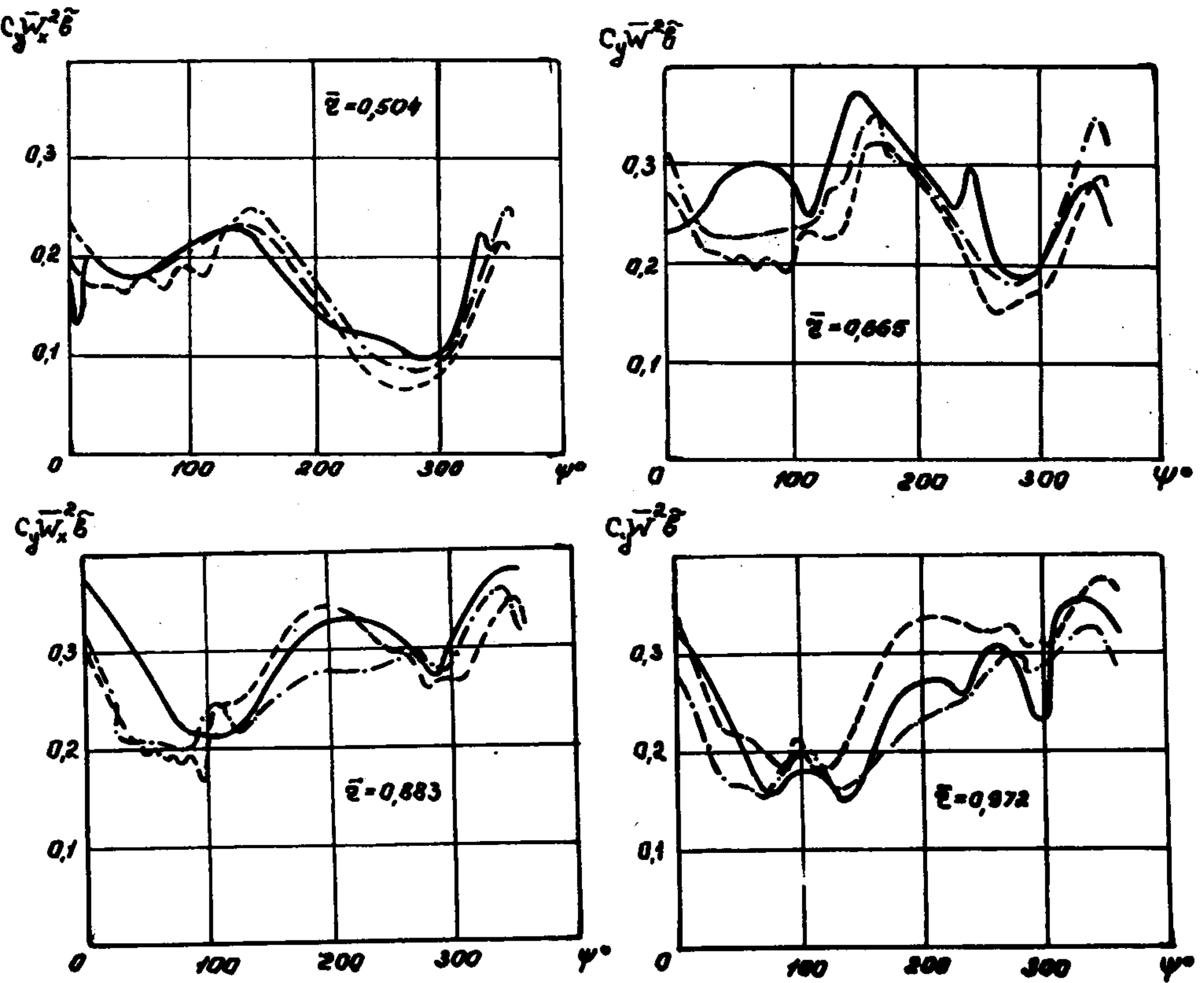


Рис. 4



$C_y \overline{W}_x^2 \tilde{б}$
$\bar{z}$=0,504
$C_y \overline{W}^2 \tilde{б}$
$\bar{z}$=0,665
$C_y \overline{W}_x^2 \tilde{б}$
$\bar{z}$=0,883
$C_y \overline{W}^2 \tilde{б}$
$\bar{z}$=0,972
0,3
0,2
0,1
0
100
200
300
ψ°

Рис. 5

По составленной программе проведены контрольные расчеты для экспериментальных моделей. На рис. 4 приведены результаты расчета и экспериментальные данные [1] для двухлопастной модели винта $\sigma = 0{,}064$, $C_T = 0{,}0105$, $\alpha_B = -5^\circ$. При азимуте $\psi = 45^\circ \dots 120^\circ$ и $\psi = 270 \dots 320^\circ$ проявляется влияние подходящих к лопастям концевых вихрей, что существенно уточняет результаты дисковой теории. На рис. 5 при $\mu = 0{,}25$; $C_T = 0{,}01$; $\alpha_B = -7{,}5^\circ$ сравниваются экспериментальные (сплошная кривая) и расчетные характеристики четырехлопастной модели винта, определенные по предлагаемому алгоритму (пунктир), а также по лопастной теории М.Н. Тищенко (штрихпунктир) [2].

В концевых сечениях лопастей ($\bar{r} = 0{,}972$) совпадение расчета и эксперимента хуже, чем на других радиусах, что можно объяснить пространственностью обтекания, вследствие чего гипотеза плоских сечений здесь дает малую точность. В целом совпадение расчетных и экспериментальных данных можно считать удовлетворительным, что оправдывает применение предлагаемой модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Экспериментальные исследования по аэродинамике вертолета/В.Ф. Антропов, Г.Б. Бураков, А.С. Дьяченко и др.; Под ред. А.К. Мартынова. – М.: Машиностроение, 1980.

2. Теория несущего винта/В.Э. Баскин, Л.С. Вильдгрубе, Е.С. Вождаев и др. – М.: Машиностроение, 1973.

3. Брамвелл А.Р.С. Динамика вертолетов. – М.: Машиностроение, 1982.

4. Джонсон У. Теория вертолета, т. 1. – М.: Мир, 1983.

5. Шайдаков В.И. Дисковая вихревая теория несущего винта с постоянной нагрузкой по диску//Проектирование вертолетов: Тем.сб.науч.тр.. /МАИ. М., 1976.

6. Шайдаков В.И. Обобщенная дисковая вихревая теория и методы расчета индуктивных скоростей несущего винта вертолета//Проектирование вертолетов: Тем.сб.науч.тр./МАИ. М., 1977.

7. Шайдаков В.И., Асеев В.И. Алгоритмы и программы расчетов при проектировании вертолетов. Расчет нормального компонента индуктивной скорости в плоскости диска шарнирного несущего винта. – М.: МАИ, 1979.

8. Шайдаков В.И. К построению расчетных схем ли-нейной теории несущего винта с жестким вихревым следом// Труды Вторых научных чтений памяти академика Б.Н. Юрьева "Теоретические основы вертолетостроения"/АН СССР. М.: 1988.

9. Шайдаков В.И. К выбору математической модели расчета аэродинамических нагрузок, действующих на упругие лопасти несущего винта вертолета//Методы математического моделирования при проектировании вертолетов: Тем.сб.науч.тр./ МАИ. М., 1989.

10. Шайдаков В.И. Расчет аэродинамических нагрузок на базе нелинейной теории с жестким вихревым следом//Труды Третьих научных чтений памяти академика Б.Н. Юрьева "Теоретические основы вертолетостроения"/АН СССР. М., 1990.

11. Юрьев Б.Н. Экспериментальная аэродинамика. Индуктивное сопротивление//Избр.труды, т. 2. - М.: АН СССР, 1961.

УДК 629.7.035.6:533.692 В.А. Ивчин, В.В. Пржебельский

НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОФИЛЯ ПО ИСПЫТАНИЯМ КРЫЛЬЕВ КОНЕЧНОГО УДЛИНЕНИЯ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСУЩЕГО ВИНТА ВЕРТОЛЕТА

Для расчета аэродинамических характеристик несущего и рулевого винтов вертолета широко применяется гипотеза плоских сечений [1,2], основанная на использовании характеристик профиля в плоском потоке. В отечественных аэродинамических трубах характеристики профилей получают обычно на крыльях стандартного удлинения $\lambda = 5$ с последующим их пересчетом на бесконечное, за рубежом - на основе измерения распределения давления по хорде профиля крыла "бесконечного" удлинения [3,4].

Для уточнения метода расчета характеристик профиля, полученных путем экспериментальных продувок крыла конечного удлинения, предлагается новый подход. Метод основан на решении интегральных уравнений, связывающих аэродинамические характеристики крыла конечного удлинения как интегралы от аэродинамических характеристик сечений с аэродинамическими характеристиками профиля крыла. Распределение углов атаки по размаху крыла находится на основе разработанного авторами